

Messung des magnetischen Moments des ersten angeregten Zustandes von ^{10}B

Inaugural-Dissertation

zur Erlangung
der philosophischen Doktorwürde
vorgelegt der
Philosophischen Fakultät II
der Universität Zürich

von

ULRICH KRASSELT

aus Bad Lauterberg (Deutschland)

Begutachtet von Frau Prof. Dr. Verena Meyer

Zürich 1982

Zentralstelle der Studentenschaft

Messung des magnetischen Moments des ersten angeregten Zustandes von ^{10}B

Inaugural-Dissertation

zur Erlangung
der philosophischen Doktorwürde
vorgelegt der
Philosophischen Fakultät II
der Universität Zürich

von

ULRICH KRASSELT
aus Bad Lauterberg (Deutschland)

Begutachtet von Frau Prof. Dr. Verena Meyer

Zürich 1982
Zentralstelle der Studentenschaft



INHALT

	Seite
1. DAS MAGNETISCHE MOMENT BEI DER KERNSTRUKTURBESTIMMUNG	1
2. MESSMETHODEN ZUR BESTIMMUNG DES MAGNETISCHEN MOMENTS	3
3. BISHERIGE MESSUNGEN	5
4. THEORIE	6
WINKELVERTEILUNG VON γ -STRAHLUNG:	6
ZEITABHÄNGIGE STÖRUNG DES HYPERFEINFELDES:	8
BESTIMMUNG DES MAGNETFELDES AM KERNORT:	9
5. PLANUNG DES EXPERIMENTS	12
TEST DER REAKTIONEN	12
MESSMETHODE	16
KONSTRUKTION DES ANTRIEBS	17
TARGETOPTIMIERUNG UND -HERSTELLUNG	18
STOPPEROPTIMIERUNG	20
ERWARTUNG FÜR DIE MESSUNG	21
6. MESSUNG	23
DURCHFÜHRUNG	23
AUSWERTUNG	26
DISKUSSION	31
Anhang	32
A. EXPERIMENTELLER AUFBAU	32
LAUTSPRECHERANTRIEB	32
SCHRITTMOTORANTRIEB	35
B. PROGRAMME	38
MESSPROGRAMM	38
PROGRAMM STRAG. PLI	39
C. IONENQUELLE UND HF-SENDER	42



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41507203_0032

1. DAS MAGNETISCHE MOMENT BEI DER KERNSTRUKTURBESTIMMUNG

Ein Ziel der Kernphysik ist es, die möglichen Zustände eines Kernes zu beschreiben. Man tut dies, indem man ihn durch seine zeitlich unveränderlichen Eigenschaften charakterisiert. Eine davon ist das magnetische Dipol-Moment, welches nur auf die Eigenschaften eines einzelnen Zustandes empfindlich ist.

$$\vec{\mu}_I = \frac{g_I \cdot \mu_k}{\hbar} \cdot \vec{I} \quad (1)$$

mit I = Kernspin

g_I = Kern-g-Faktor

μ_k = Kern-Magneton

Zur theoretischen Interpretation ist man auf modellmässige Näherungsvorstellungen, die sowohl den Grundzustand als auch die angeregten Zustände beschreiben, angewiesen. Bei den leichten, sphärischen Kernen bietet sich dabei besonders das Schalenmodell an, das mit einfachen Annahmen die Struktur dieser Kerne wiedergibt. Hier kann man bei Mehrnukleonen-Systemen davon ausgehen, dass sich jeweils die magnetischen Momente zweier Nukleonen in Zuständen mit gleichen Quantenzahlen paarweise zu Null koppeln und nur noch die restlichen Nukleonen einen Beitrag liefern.

- gg-Kerne: Im Grundzustand sind alle Nukleonen paarweise zu Spin und magnetischem Moment Null gekoppelt.
- gu- und ug-Kerne: Nach dem Einteilchen-Schalenmodell für das einzelne ungepaarte Nukleon ergeben sich für die magnetischen Momente die Schmidt-Schüler-Linien. Der Vergleich dieser vereinfachten Annahmen mit experimentellen Messungen zeigt, dass die theoretischen Werte (bis auf wenige Ausnahmen) ein Maximum darstellen. Die Abweichungen zu kleineren Werten lassen sich durch Berücksichtigung von Kopplungsschemata und Mischung der Zustände (bei Anregungen von >1 MeV) erklären und durch Erweiterung des Modells beschreiben.
- uu-Kerne: Hier liefert das magnetische Moment zusätzlich eine Aussage über die Art der Kopplung (Nordheim-Regel) von Proton und Neutron ausserhalb abgeschlossener Schalen. Im Fall von ^{10}B , dessen erster angeregter Zustand in dieser Arbeit untersucht werden soll, ist der Rumpf (^8Be) zwar keine abgeschlossene Schale, besteht aber aus zwei sehr stabilen Alpha-Teilchen und hat eine niedrigste Anregungsenergie von 2.9 MeV.

Die theoretischen Aussagen sind modellabhängig, so dass hier die experimentellen Werte jeweils eine Aussage über die Güte des Modells machen. Insbesondere ist bei den leichten Kernen die Annahme der reinen jj -Kopplung nicht gut erfüllt und man bekommt eine Information über die Beimischung von LS -Kopplung.

Tabelle 1

Theoretische Werte für das magnetische Moment von ^{10}B		
g-Faktor	Grundzustand	Angeregter Zustand (0.72 MeV)
Experiment	1.801 ± 0.001	0.63 ± 0.12
SM	1.73	0.33
PHF	1.825	0.81
SM: Schalenmodell-Rechnung PHF: Projected-Hartree-Fock-Rechnung mit der LS -Kopplungsstärke = 4 (bestimmt aus der besten Übereinstimmung des Energie-Niveaus) Literatur: für obige Angaben: (1) weitere Rechnungen für den Grundzustand: (2), (16), (17) weitere Rechnungen für den angeregten Zustand: (9)		

Das magnetische Moment des stabilen Grundzustandes ist experimentell sehr genau bekannt und zeigt gute Übereinstimmung mit der PHF-Rechnung (siehe Tabelle 1). Man sieht aber, dass die Theorie für den Grundzustand wesentlich unempfindlicher ist, als diejenige für den angeregten Zustand, dessen experimenteller Wert zwischen beiden Rechnungen liegt. Es ist daher naheliegend, diesen Wert zu verbessern, um eine deutlichere Aussage zu bekommen.

2. MESSMETHODEN ZUR BESTIMMUNG DES MAGNETISCHEN MOMENTS

Da das Dipolfeld eines Kernes der direkten Messung nicht zugänglich ist, ist man darauf angewiesen, seine Wechselwirkung mit dem Hyperfeinfeld der Elektronen bzw. externen Feldern zu beobachten.

1. Die Wirkung des Kernmoments auf die Elektronenterme:
Man bestimmt die Hyperfeinaufspaltung

$$\Delta E = \mu_I \cdot B(0) \cdot \cos(\vec{\mu}, \vec{B}) \quad (2)$$

mit $B(0)$ = Magnetfeld am Kernort

- a) durch direkte Messung der Übergänge zwischen zwei m-Zuständen:
z.B. mit Hilfe der Radiofrequenz-Spektroskopie
- b) durch Messung von Übergängen, die von verschiedenen magnetischen Sub-Zuständen ausgehen:
z.B. mit optischen Methoden

Diese Methoden eignen sich nur für stabile Zustände oder solche mit langen Lebensdauern (>1 s).

2. Die Wirkung von magnetischen Feldern auf das Kernmoment:

- a) Ein externes, homogenes Magnetfeld $\vec{B}$ bewirkt auf das magnetische Moment $\vec{\mu}$ eines Zustandes mit dem Drehimpuls $\vec{I}$ ein Drehmoment

$$\vec{D} = \frac{d\vec{I}}{dt} = \vec{\mu} \times \vec{B} \quad (3)$$

In klassischer Beschreibung verursacht dies eine Präzession von $\vec{I}$ um die Feldrichtung mit der Larmorfrequenz.

$$\vec{\omega}_p = g \cdot \frac{\mu_k}{\hbar} \cdot \vec{B} \quad (4)$$

Wenn man durch Messung des ersten Überganges einer γ -Kaskade eine Achse auszeichnet und die beobachtete Strahlung des zweiten Überganges eine Anisotropie zeigt, ist die beobachtete Strahlungsintensität bezüglich einer festen Richtung im Raum

zeitlich moduliert (siehe hierzu Kap. 4.1).
Dies bezeichnet man als ungestörte Richtungs-
korrelation.

- Bei zeitlich differenzieller Beobachtung in räumlich fester Richtung (Spin-Rotations-Methode) sieht man als Funktion der Zeit eine modulierte Strahlungsintensität.

$$N = N_0 \cdot \exp(-t/\tau) \cdot \cos(\omega_p \cdot t) \quad (5)$$

Für die Messung sollte $\omega\tau < 1$ gelten, daher eignet sich diese Methode für Lebensdauern von 10^{-2} bis 10^{-9} s.

- Bei kürzeren Lebensdauern (10^{-8} bis 10^{-12} s) kann man durch zeitlich integrale Beobachtung der Richtungsabhängigkeit eine Rotation $\Delta\theta$ der Strahlungs-Symmetrieachse gegenüber der Lage bei Abwesenheit des externen Feldes messen.

$$\Delta\theta = \omega_p \cdot \tau \quad (6)$$

- b) Ist neben dem externen Feld noch ein Hyperfeinfeld der Elektronen am Kernort vorhanden, so bewirkt dies eine periodische Umbesetzung der m-Zustände bezüglich des Gesamtpins $\vec{F}$ (F ist jetzt eine gute Quantenzahl, $\vec{I}$ und $\vec{J}$ präzedieren um $\vec{F}$ mit ω_p für $B(0)$). Die Strahlungsintensität bezüglich einer festen Richtung zu $\vec{F}$ wird moduliert, und es resultiert eine Abschwächung der beobachteten Anisotropie:

$$G_k(t) = \exp(-i \cdot \omega_p \cdot t) \quad (7)$$

- c) Ist die zeitliche Auflösung bei der Messung klein gegenüber der Periodendauer der Hyperfeinstörung und die Lebensdauer des Zustandes zumindest in dieser Größenordnung, so kann, bei Abwesenheit eines externen Feldes, die Störung aufgrund des Hyperfeinfeldes direkt gemessen werden.

Ausführlichere Übersichten sind in (3)-(7) zu finden.

3. BISHERIGE MESSUNGEN

Bisher liegen zwei Messungen für das magnetische Moment des ersten angeregten Zustandes von ^{10}B vor.

1. Die erste wurde von Kornahl (8) nach der Spin-Rotations-Methode durchgeführt. Hier zeigt sich, dass für Lebensdauern in der Grössenordnung von 1 ns die Verwendung externer Magnetfelder ungünstig ist. Bei einem externen Feld von 19 kG ergibt sich eine Periodendauer von 57 ns. Es lässt sich also nur ein Bruchteil der Periode auswerten.

Ausserdem hat die verwendete Reaktion $^{10}\text{B}(p, p'\gamma)$ eine geringe Anisotropiestärke von 1.4% und somit die Modulation eine geringe Amplitude.

Selbst bei sehr guter Statistik (Messdauer: 100 Std) führt das zu einem sehr grossen Fehler.

$$g = 0.37 \pm 0.7$$

2. Die zweite Messung von Avida et al. (9) benutzt eine integrale Methode. Die hier verwendete Reaktion $^9\text{Be}(p, \gamma\gamma)$ hat eine grössere Anisotropie (7%), aber auch hier ist aufgrund der geringen externen Feldstärke (17.9 kG) der gemessene Effekt sehr klein, so dass für ausreichende Statistik eine sehr lange Messdauer (8 Wochen) nötig war.

Das Resultat war $g = 0.63 \pm 0.12$

Eine Verbesserung dieser Messung wäre nur durch eine Vervielfachung der Messdauer möglich, dies erscheint nicht sinnvoll.

Die Begrenzung dieser Messungen liegt in erster Linie in der geringen Feldstärke, die man extern erzeugen kann. Selbst bei Verwendung supraleitender Magneten wäre nur ein Faktor 10 zu gewinnen, der jedoch für eine entscheidene Verbesserung nicht ausreicht.

Es ist daher naheliegend, zu versuchen, die Hyperfeinfelder der Elektronen mit Feldstärken im Megagauss-Bereich zu nutzen und ein Experiment zur direkten Messung der Hyperfeinstörung in ^{10}B zu planen (siehe Kap. 5).

Bisher sind Messungen nach dieser Methode an folgenden Kernen vorgenommen worden: ^{13}C (33), ^{14}C (34), ^{16}O (35)

4. THEORIE

4.1 WINKELVERTEILUNG VON γ -STRAHLUNG:

Die Emissionswahrscheinlichkeit F_L von γ -Strahlung einer Multipolarität L ist abhängig vom Winkel θ zwischen der Emissionsrichtung und dem Kernspin $\vec{I}$ sowie den magnetischen Quantenzahlen (m_i, m_f) vom Anfang- und Endzustand. Jede Komponente der Strahlung (m_i, m_f) hat eine Richtungsverteilung, die durch die Koeffizienten¹ $F_L^m(\theta)$ unabhängig von I_i und I_f gegeben sind.

$$F_L = \sum_{m_i, m_f} P(m_i) \cdot G(m_i, m_f) \cdot F_L^{m_i - m_f}(\theta) \quad (8)$$

Ist die Besetzungswahrscheinlichkeit der m -Zustände $P(m_i)$ unabhängig von m , so ist die Emission isotrop bezüglich I :

$$F_L = C \sum_{m_i, m_f} F_L^{m_i - m_f}(\theta) = \text{const.} \quad (9)$$

Ist dies nicht der Fall, so spricht man bei symmetrischer Verteilung ($m_i = m_f$) von Ausrichtung, anderenfalls von Polarisierung. Die Strahlung ist anisotrop bezüglich des Kernspins I .

Um sie beobachten zu können, muss man daher die Kernspins ausrichten bzw. zur Beobachtung nur solche auswählen, die eine bestimmte Raumrichtung haben. Eine genaue Übersicht der Möglichkeiten ist in der Literatur (10), (22) gegeben.

In unserem Fall führt die Reaktion ${}^7\text{Li}(\alpha, n)$ (siehe Kap. 5.1) zu einem 0^+ -Zustand mit isotroper Verteilung, so dass die Strahlrichtung keinen Einfluss hat. Wir beobachten die folgende γ - γ -Kaskade, wobei der erste Übergang in einer festen Richtung detektiert wird, und so für den zweiten eine räumliche Ausgangslage festgelegt wird.

Die Besetzungswahrscheinlichkeit im mittleren Zustand ergibt sich zu

$$P(m) = \sum_{m_i} G(m_i, m) \cdot F_L^{m_i - m}(\theta_L = 0) \quad (10)$$

mit: θ_L = Laborwinkel bezüglich γ_1

¹siehe Literatur: (14)

Da $F_L^0(0)=0$ ist, sind nur Übergänge mit $(m_i - m_f) = \pm 1$ möglich. Es ergibt sich eine Ausrichtung bezüglich¹ der Richtung von γ_1 und damit eine Anisotropie im Raum, deren Winkelverteilung sich in Legendre-Polynomen ausdrücken lässt:

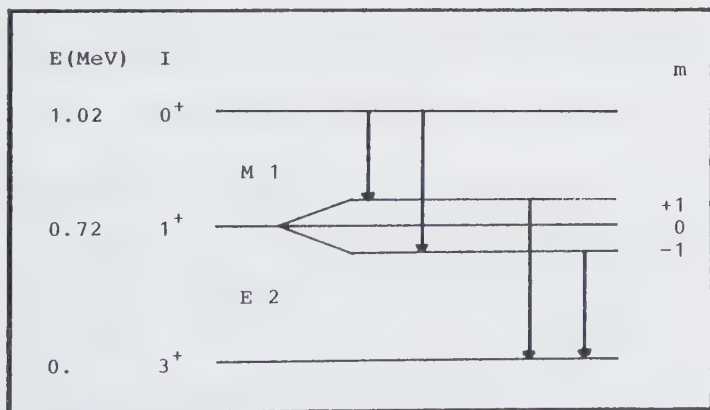
$$W(\theta_L) = \sum_k A_k \cdot P_k(\cos\theta_L) \quad (11)$$

Die Koeffizienten A_k sind eine Funktion der Kernparameter I , L und δ (Mischungsverhältnis der Multipolaritäten) und können der Literatur² entnommen werden.

In unserem Experiment ergibt sich für die γ - γ -Kaskade $0^+ \rightarrow 1^+ \rightarrow 3^+$ im ^{10}B

$$W(\theta) = 1 - 0.071 \cdot P_2(\cos\theta) \quad (12)$$

mit $P_2 = 1/2 \cdot (3 \cdot \cos^2\theta - 1)$



Figur 1: Gamma-Kaskade in ^{10}B

Der M3-Anteil für den 2. Übergang ist vernachlässigbar klein.

²Literatur: z.B. (7), (14), (21), (23), (24), (29)

4.2 ZEITABHÄNGIGE STÖRUNG DES HYPERFEINFELDES:

Bei einer Korrelationsmessung ist die räumliche Stabilität der Winkelverteilung nur solange gegeben, als die Kernspinrichtung fest ist. Hat der Kern jedoch ein endliches magnetisches Moment, so tritt dies in Wechselwirkung mit z.B. dem Hyperfeinfeld der Elektronen und ruft so eine Störung der Korrelation hervor (siehe Kap. 2).

Nach Einführung der Dichtematrix³ ρ (I) kann die Besetzungswahrscheinlichkeit des orientierten Kerns folgendermassen angegeben werden:

$$P(m) = \langle m | \rho(k_1) | m \rangle \quad (13)$$

Die Winkelverteilung lässt sich dann schreiben als

$$W(\theta) = \sum_k A_k P_k(\cos\theta) = \sum \langle m | \rho(k_1) | m \rangle \langle m | \rho(k_2) | m \rangle \quad (14)$$

Aufgrund der Hyperfein-Wechselwirkung (beschrieben durch den Hamilton-Operator H) wird die Dichtematrix zeitabhängig.

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{i}{\hbar} [B, \rho] \quad \rho(k, t) = \Lambda(t) \cdot \rho(k, 0) \cdot \Lambda^{-1}(t) \quad (15)$$

wobei der Entwicklungsoperator $\Lambda = \exp(i/\hbar \cdot H \cdot t)$ die Umsetzung der m-Zustände ($m_a \rightarrow m_b$) beschreibt.

$$W(\theta, t) = \sum_{\substack{m_a, m_a, \\ m_b, m_b,}} \langle m_a | \rho(k_1) | m_a, \rangle \langle m_b | \rho(k_2) | m_b, \rangle \langle m_b | \Lambda(t) | m_a \rangle \langle m_b, | \Lambda(t) | m_a, \rangle \quad (16)$$

In die ursprüngliche Beschreibung der Winkelverteilung wird ein zeitabhängiger Störungsfaktor $G_k(t)$ eingeführt.

$$W(\theta, t) = \sum_k G_k(t) \cdot A_k \cdot P_k(\cos\theta) \quad (17)$$

Durch Vergleich von $W(0)$ und $W(0, t)$ ergibt sich für $G_k(t)$ im Fall der Wechselwirkung mit einem statischen axialsymmetrischen Feld

³siehe Literatur: z.B. (12), (14)

$$G_k(t) = \sum_{F, F'} \frac{(2F+1)(2F'+1)}{2J+1} \left\{ \begin{matrix} F & F' & k \\ I & I & J \end{matrix} \right\}^2 \exp(-i/\hbar \cdot (E_F - E_{F'}) \cdot t) \quad (18)$$

mit $\vec{F} = \vec{I} + \vec{J}$
 E = Energieeigenwerte von H

Dies ist eine oszillierende Funktion der Zeit, deren Frequenz von der Grösse der Hyperfeinaufspaltung abhängig ist.

$$G_k(t) = G_k + G'_k \cdot \cos(\omega t) \quad \omega \sim \Delta E \sim \mu \cdot B \quad (19)$$

d.h. um aus der Messung von ω das magnetische Moment μ zu bestimmen, muss das Magnetfeld am Kernort $B(0)$ bekannt sein.

In unserem Fall ist

$$I = 1 \quad J = \pm 1/2$$

$$G_2(t) = 1/3 + 2/3 \cos(\omega t)$$

$$W(\theta, t) = 1 - 1/3 \cdot 0.071 \cdot P_2(\cos\theta) - 2/3 \cdot 0.071 \cdot P_2(\cos\theta) \cos(\omega t)$$

4.3 BESTIMMUNG DES MAGNETFELDES AM KERNORT:

Da die Theorie⁴ der Berechnung des Hyperfeinfeldes der S-Elektronen am Kernort gut bekannt ist und an anderen Atomen durch Messungen bestätigt wurde, kann sie zur Bestimmung von $B(0)$ des $1S_{1/2}$ - oder $2S_{1/2}$ -Leuchtelektrons des ionisierten ^{10}B -Atoms herangezogen werden.

Das Magnetfeld am Kernort $B(0)$ setzt sich aus einem Bahnanteil $B_l(0)$, erzeugt durch die Bewegung der Elektronen, und einem Spinanteil $B_s(0)$ zusammen. Beim Spinanteil unterscheiden sich die beiden Fälle, ob sich das Elektron ausserhalb des Kernvolumens aufhält ($B_{sa}(0)$) oder innerhalb ($B_{sl}(0)$).

$$\vec{B}(0) = \vec{B}_l(0) + \vec{B}_{sa}(0) + \vec{B}_{sl}(0) \quad (20)$$

⁴Literatur: z.B. (5), (28)

$$1. \quad \vec{B}_1(0) = \frac{e}{m \cdot c} \cdot \frac{1}{r^3} \cdot \vec{L} = 0 \text{ für s-Elektronen} \quad (21)$$

$$2. \quad \vec{B}_{sa}(\vec{r}) = \frac{3\hat{r}(\hat{r} \cdot \vec{\mu}) - \vec{\mu}}{r^3} \quad (22)$$

Dies beschreibt das Feld eines Punktdipols bzw., bei endlicher Ausdehnung das Feld in grossen Abständen. Bei Kugelsymmetrie, also bei S-Elektronen, ist das Mittel über alle Winkel Null.

$$B_{sa}(0) = 0$$

3. Den einzigen Anteil liefert also nur der Spin des Elektrons, solange es sich am Kernort aufhält (Kontaktwechselwirkung).

$$\vec{B}(0) = \int_{r < R} \Psi^*(\vec{r}) \cdot \vec{B}(\vec{r}) \cdot \Psi(\vec{r}) \cdot d^3r = |\Psi(0)|^2 \int_{r < R} \vec{B}(\vec{r}) d^3r \quad (23)$$

mit: $\vec{B}(\vec{r})$ = Dipolfeld des Elektrons im Kerninnern
 R = Kernradius

$\Psi(r)$ = Wellenfunktion des Elektrons für $r < R$
 für S-Elektronen: $\Psi(r) = \text{const.} = \Psi(0)$

$$\vec{B}(\vec{r}) = \vec{\nabla} \times \vec{A}(\vec{r}) \quad \vec{A}(\vec{r}) = \frac{1}{c} \int \frac{\vec{J}(\vec{r}') d^3r'}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \quad (24)$$

Durch Einsetzen und Umformung des Integrals ergibt sich

$$\int_{r < R} \vec{B}(\vec{r}) d^3r = \frac{4\pi}{3c} \int \vec{r}' \times \vec{J}(\vec{r}') d^3r' \quad (25)$$

Mit

$$\vec{\mu} = \frac{1}{2c} \int \vec{r}' \times \vec{J}(\vec{r}') d^3r' \quad (26)$$

sowie für S-Elektronen

$$|\Psi(0)|^2 = \frac{Z^3}{\pi \cdot a_0^3 \cdot n^3} \quad (27)$$

ergibt sich für das Magnetfeld am Kernort

$$B_S(0) = \frac{8 \mu_B Z^3}{3 a_0^3 n^3} \quad (28)$$

Bei Mehrelektronen-Systemen muss man den Abschirm-effekt der inneren gefüllten Schalen, die selbst keinen Beitrag leisten, berücksichtigen.

Dies geschieht durch Einführung der effektiven Quantenzahl ($n_a < n$), bestimmt aus den Atom-Energie-Termen (25), und der effektiven Ladungszahl ausserhalb ($Z_a < Z$) und innerhalb der gefüllten Schalen ($Z_i = Z$).

$$B_S(0) = \frac{8 \mu_B Z Z_a^3}{3 a_0^3 n_a^3} \quad (29)$$

Eine genauere quantenmechanische Betrachtung (5) zeigt, dass Korrekturen für die endliche Ladungsverteilung, das ausgeschmierte Kerndipolmoment und höhere Terme nur bei grossem Z einen nicht vernachlässigbaren Anteil darstellen.

Für ^{10}B -Ionen in atomaren S-Zuständen ergibt sich:

$$B_{2S}(0) = 1.295 \text{ MG}$$

$$B_{1S}(0) = 20.88 \text{ MG}$$

Für ^6Li -Ionen ergibt sich:

$$B_{2S}(0) = 0.124 \text{ MG}$$

Aus der Literatur (12) können für dieses Atom experimentelle und genauere, aber auch sehr aufwendige, Rechnungen entnommen werden.

$$B_{2S}(0) = 0.129 \text{ MG (experimentell)}$$

Hieraus lässt sich ein Fehler für die Rechnung für 2S-Zustände nach Formel 29 von ca. 5% abschätzen.

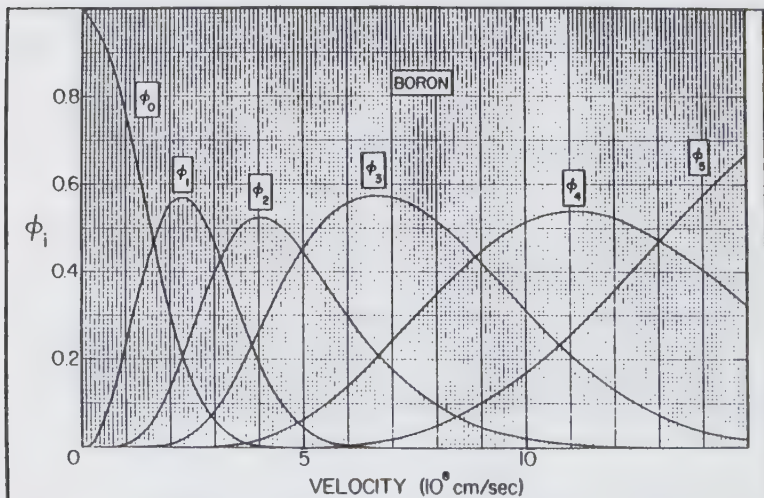
5. PLANUNG DES EXPERIMENTS

5.1 TEST DER REAKTIONEN

Zur Planung des Experiments war es nötig, die verschiedenen Reaktionen, die zu dem zu untersuchenden Zustand des ^{10}B führen, auf ihre Eignung zu testen.

Es ist eine Reaktion zu finden,

- die einen ausreichenden Wirkungsquerschnitt hat.
- die eine Strahlung mit möglichst grosser Anisotropie erzeugt.
- bei der sich das in einem möglichst kleinen Vorwärtskegel fliegende ^{10}B im gewünschten atomaren Zustand ($2\text{S}_{1/2}$ oder $1\text{S}_{1/2}$) befindet. Dieser hängt für Ionen bei ihrem Austritt aus festen Substanzen von der Ionen-Geschwindigkeit ab.



Figur 2: Ladungszustand-Besetzung für ^{10}B

Der relative Anteil der Bor-Ionen, die sich nach Austritt aus dem Target im richtigen (d.h. im $1\text{S}_{1/2}$ oder $2\text{S}_{1/2}$) atomaren Zustand befinden, wurde aus der Reaktionskinematik und dem Graphen für die Ladungszustand-Besetzung in Abhängigkeit der Austritts-Geschwindigkeit aus der Literatur (11, siehe Figur 2) bestimmt. Der angegebene Anisotropie-Koeffizient A_2 wurde entsprechend der bei der Messung zu verwendenden Korrelation aus den Tabellen der Literatur z.B. (14) entnommen. Zur Bestimmung des Wirkungsquerschnittes wurden jeweils Testmessungen durchgeführt.

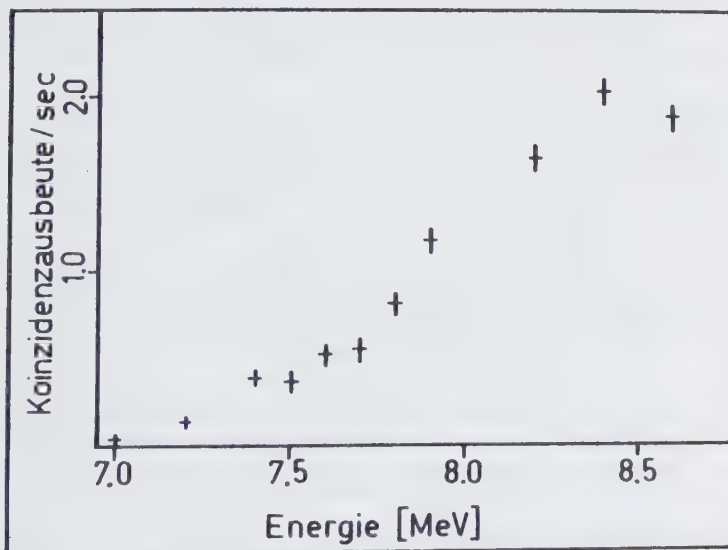
1. $^{12}\text{C}(\text{d}, \alpha)$:
Bei früheren Untersuchungen (19) am Institut zeigte sich eine zu geringe Koinzidenz-Ausbeute für eine Verwendung dieser Reaktion.
2. $^9\text{Be}(\text{p}, \gamma\gamma)$:⁵
Hier wurde die ($E_{\text{p}}=1.08$ MeV)-Resonanz zum (7.56 MeV)- 0^+ -Zustand, welcher in einer Kaskade über den (0.72 MeV)-Zustand zerfällt, untersucht. Eine Anisotropie von 7% und eine Koinzidenz-Zählrate von 10/sec liessen diese Reaktion aussichtsreich erscheinen. Die Austrittsgeschwindigkeit ist jedoch so gering, dass sich nur 4% im atomaren $2\text{S}_{1/2}$ -Zustand befinden. Da das Hyperfeinfeld des $2\text{P}_{1/2}$ -Zustandes etwa einen Faktor 16 kleiner ist und deshalb nur ein Bruchteil der zu messenden Oszillations-Periode innerhalb der Lebensdauer liegt, wurde diese Reaktion nicht weiter verfolgt.
3. $^1\text{H}(^9\text{Be}, \gamma\gamma)$:
Bei Umkehrung der Reaktion 2) könnten höhere Austrittsgeschwindigkeiten erreicht werden, aber die Beschleunigung von Beryllium mit dem Van-de-Graaff-Beschleuniger des Institutes würde zu grosse Modifikationen bedingen. Ausserdem ist eine zu geringe Ausbeute zu erwarten.
4. $^9\text{Be}(\text{d}, n\gamma)$:
Unsere Rechnung zeigt, dass die Anisotropie mit 0.8% zu gering ist.
5. $^6\text{Li}(\alpha, \gamma)$:⁶
Aus unseren Messungen bei 1 μA Strom ergaben sich nur 0.05 Koinzidenzen pro Sekunde.
6. $^{10}\text{B}(\text{p}, \text{p}'\gamma)$:
Um eine möglichst grosse Ausbeute von rückgestreuten Protonen (in einem Ringdetektor unter 160 Grad gemessen) zu erreichen und andererseits die Neutronen-Schwelle für die Reaktion $^{10}\text{B}(\text{p}, n)^{10}\text{C}$ von 4.8 MeV nicht zu überschreiten, wurde eine Einschussenergie von 4.7 MeV gewählt. Die Bor-Geschwindigkeit von 5.1×10^{-8} cm/sec liess einen $2\text{S}_{1/2}$ -Anteil von 43% erwarten (siehe Figur 2). Die Teilchen-Gamma-Koinzidenz-Zählrate ergab sich bei 20 nA zu 5/sec. Da die gemessene Anisotropie (8) für die Einschussprotonen-Gamma-Korrelation mit $(1.36 \pm 0.2)\%$ zu klein erschien, wurde eine Tripel-Korrelationsmessung mit den rückgestreuten Protonen durchgeführt, die eine maximale Anisotropie von 7% versprach. Da die erreichte

^{5,6}siehe auch Literatur: (27)

elektronische Zeitauflösung (Strahlpuls-Plastikszintillator) 450 ps betrug und somit von der gleichen Grösse wie die Periodendauer (siehe Kap. 5.3) ist, wurde die Amplitude der Zeitabhängigkeit so stark abgeschwächt, dass diese bei einer erreichten Statistik von 6×10^5 Koinzidenzen in 256 Zeit-Kanälen nicht zu sehen war.

7. ${}^7\text{Li}(\alpha, n\gamma\gamma)$:

Da hier die Reaktionsschwelle bei 7.2 MeV α -Einschussenergie liegt, musste die Testmessung am Tandem-Beschleuniger der ETH Zürich durchgeführt werden. Es wurde die γ - γ -Koinzidenzausbeute ($1.74 \text{ MeV} + 0.72 \text{ MeV} + \text{GS}$) als Funktion der Einschussenergie untersucht.



Figur 4: Testmessung am Tandem-Beschleuniger

Da der Wirkungsquerschnitt eine Messung sinnvoll erscheinen liess, wurde in den Van-de-Graaff-Beschleuniger des Instituts eine neue Quelle mit variablem Magnetfeld und einem stärkeren Hf-Sender (siehe Anhang C) eingebaut, um einen ausreichenden Strom (ca. 100 nA) von He^{++} -Ionen bei 8 MeV zu erreichen.

Für das Experiment wurde diese Reaktion verwendet.

5.2 MESSMETHODE

In unserem Experiment soll die Störung aufgrund der Hyperfein-Wechselwirkung (siehe Kap. 4.2) direkt gemessen werden. Dabei kann die Störung durch ein Leuchtelektron im $1S_{1/2}$ -Zustand (H-ähnlich) oder im $2S_{1/2}$ -Zustand (Li-ähnlich) hervorgerufen werden. P-Zustände eignen sich infolge der geringen Feldstärke am Kernort und der Unsicherheit in ihrer Berechnung nicht.

Zuerst soll der Li-ähnliche Zustand untersucht werden. Die Planung des experimentellen Aufbaus soll jedoch auch eine allfällige Messung des H-ähnlichen Zustandes ermöglichen.

Dazu ist es notwendig, eine Zeitauflösung von einigen Picosekunden zu erreichen. Es bietet sich die Rückstoss-Distanz-Methode an. Hierbei erfolgt die Zeitbestimmung über die Flugdistanz und die Geschwindigkeit der Atome. Die ^{10}B -Ionen fliegen in einem Vorwärtskegel aus dem Target ins Vakuum und werden nach einem bestimmten Abstand, und damit nach einer bestimmten Zeit, in einer Goldschicht gestoppt, wobei die Kernspin-Richtung eingefroren wird, da der Kern kein Feld mehr sieht. Die Zeitauflösung ist dabei abhängig von der Genauigkeit der Abstands-Einstellung zwischen Target und Stopper und der Geschwindigkeits-Verteilung der ^{10}B -Ionen in Strahlrichtung.

- Nachdem die verwendete Reaktion feststeht, kann eine Messapparatur konstruiert werden, mit der die Distanz zwischen Target und Stopper in genügend kleinen Schritten variiert werden kann.
- Die Targetzusammensetzung und -dicke muss auf grossen Wirkungsquerschnitt und vertretbare Energie-Streuung der austretenden ^{10}B -Ionen optimiert werden. Da unter diesen Bedingungen bei der verwendeten Reaktion die mittlere Austrittsgeschwindigkeit zu gross ist, muss diese durch eine Ni-Folie nach dem Target herabgesetzt werden, damit die ^{10}B -Ionen im gewünschten atomaren Zustand erscheinen (siehe Figur 2).
- Der Stopper muss so konstruiert werden, dass er die Messung durch erzeugten Untergrund und Abschattung möglichst wenig beeinflusst.

5.2.1 KONSTRUKTION DES ANTRIEBS

Bei der Konstruktion des Antriebs für die Variation des Abstandes zwischen Target und Stopper wurde, da der Primärstrahl im Stopper absorbiert und die entstehende Wärme gut abgeleitet werden muss, die Variante des bewegten Targets und feststehenden Stoppers gewählt. Dadurch wurde auch die Demontage des Stoppers während der Messung zur Reinigung (Kohlenstoff-Niederschlag) vereinfacht.

Bei der Messung von ^{10}B -Ionen im H-ähnlichen atomaren Zustand, bei dem das Ladungszustands-Maximum bei der Austrittsgeschwindigkeit von 11×10^8 cm/sec liegt und die Oszillations-Periodendauer ca. 30 ps beträgt, sollte die Abstandsauflösung < 30 μm sein, um mindestens 10 Messpunkte innerhalb einer Periode zu haben. Anderenfalls sollte der mögliche Fahrbereich bei der Messung des Li-ähnlichen atomaren Zustandes ($v = 4 \times 10^8$ cm/sec, $T_p = 500$ ps) mehr als eine Periode überstreichen, d.h. mindestens 3 mm betragen.

Um Target und Stopper sollen senkrecht zur Strahlrichtung drei $3'' \times 3''$ -NaJ-Detektoren möglichst nahe montiert werden.

Zuerst wurde ein Lautsprecher-Antrieb (siehe Anhang A1) konstruiert, der das Target kontinuierlich, mit einer PLL-Schaltung sowie einer kapazitiven Abstandsmessung stabilisiert, bewegt. Da die zusätzliche mechanische Belastung durch die Targethalterung ausserhalb der Aufhängungspunkte durch die Membranen liegt, kommt es zu einer Verkantung, welche Reibung zwischen Antriebsspule und -magnet hervorruft und so die Stabilisierung einschränkte. Eine Vorspannung der Stoff-Membranen zur Kompensation erwies sich schwierig, da sich die Eigenschaften der Membranen aufgrund des Entzugs der Feuchtigkeit im Vakuum änderten. Eine Neukonstruktion mit grösserem Luftspalt und steiferen Membranen erschien aufwendig und hätte immer noch eine Beschränkung des Gewichts der Targethalterung mit sich gebracht.

Für die verwendete Messmethode sollte das Target plan sein. Deshalb wurde zuerst auf eine freigeätzte Aluminiumoxid-Haut aufgedampft. Um jedoch die Austrittsgeschwindigkeit herabsetzen zu können, sollte auf eine Ni-Folie aufgedampft werden, welche dann jedoch durch eine Spannvorrichtung plan gehalten werden muss, und so eine zusätzliche Belastung bringt.

Aus diesem Grund wurde auf den Lautsprecher-Antrieb verzichtet und das Target mit Hilfe eines Schrittmotors (siehe Anhang A2) über ein Feingewinde bewegt. Bei guter Lagerung der bewegten Teile ist hier die Grenze der Belastung wesentlich höher und für uns ausreichend. Mit einer Gewindesteigung von 0.5 mm/Umdrehung und einer Motorschrittgrösse von 7.5° ergibt sich eine minimale Abstandsänderung von 10 μm . Der mögliche Fahrbereich beträgt 10mm.

Die Position wird durch ein über eine 2:1 Untersetzung angetriebenes 10-Gang-Präzisions-Potentiometer gemessen.

Der Abstand 'Null' wird auf zwei Arten eingestellt:

1. Falls auf der dem Stopper zugewandten Seite des Targets elektrisch-leitendes Material ist (z.B. Ni-Folie): Durch Messen des elektrischen Kontaktes.
2. Falls dies nicht möglich ist: Durch Messen der Kapazität zwischen Target und Stopper.

Die Steuerung erfolgt über eine Steuereinheit vom Computer durch das Messprogramm (siehe Anhang B1).

Literatur über andere Antriebe für die Rückstoss-Distanz-Messmethode: (30), (31), (32)

5.2.2 TARGETOPTIMIERUNG UND -HERSTELLUNG

Das Target soll drei Bedingungen erfüllen:

1. Es soll eine möglichst grosse Koinzidenz-Zählrate erreicht werden. Dazu sollte die Einschussenergie nahe am gemessenen Maximum von 8.4 MeV (siehe Kap. 5.1) liegen und die Li-Flächenbelegung gross sein.
2. Für die Zeitauflösung bei der Messung nach der Rückstoss-Distanz-Methode sollten die ^{10}B -Ionen in einen möglichst engen Vorwärtskegel fliegen, d.h. die Einschussenergie dicht oberhalb der Reaktionsschwelle von 7.2 MeV liegen und das Target sollte dünn sein. Ein dickes Target vergrössert auch die Geschwindigkeits-Streuung der austretenden Teilchen, was unerwünscht ist.
3. Um die Modulations-Amplitude nicht zu stark zu dämpfen, sollten die beiden Gamma-Linien geringen Untergrund haben. Dieser entsteht durch ^{10}B -Ionen im falschen Ladungszustand (d.h. ungünstige Austrittsgeschwindigkeit) und durch andere Reaktionen im Target oder Stopper (siehe Kap. 5.3).

Da das reine Lithium an Luft mit der Feuchtigkeit reagiert und sich zu LiOH wandelt, wurde eine Lithium-Verbindung gesucht, die an Luft stabil ist.

- LiF ist stabil, da aber die Coulomb-Barriere für Fluor zu nah an der verwendeten α -Energie liegt, würde der Untergrund aus der Reaktion $^{19}\text{F}(\alpha, p)^{22}\text{Ne}$ mit $E_\gamma = 1.28 \text{ MeV}$ stören.
- LiJ, LiBr sind stark hygroskopisch.
- Li_2O , LiH dissoziieren beim Verdampfen. Dampft man jedoch LiH unter Wasserstoff-Atmosphäre (300 mbar) auf, so dass die freie Weglänge der Li-Ionen kürzer als die Strecke vom Tiegel zum Target ist, können sie mit dem Wasserstoff rekombinieren und sich als LiH niederschlagen. Da dies nur langsam geschieht, wurde für die Herstellung des verwendeten Targets ca. 1 Stunde Aufdampfzeit benötigt. An Luft reagiert das LiH-Target, wenn auch langsam, mit der Feuchtigkeit.

Bei gleicher Targetdicke enthält Li-Metall und LiH wesentlich mehr Lithium als LiOH. Daher wurde die Möglichkeit geschaffen, das Target unter Argon-Schutzgas in die Target-Kammer zu montieren. LiH wurde dem Metall vorgezogen, da es aufgrund des höheren Schmelzpunktes (680°C gegenüber 180°C) stabiler ist bei Erhitzung⁷ des Targets durch grossen Strahlstrom. Aufgrund der langsameren Reaktion mit der Luftfeuchtigkeit ist kurzfristiges Belüften zur Demontage des Stoppers (Reinigung) möglich.

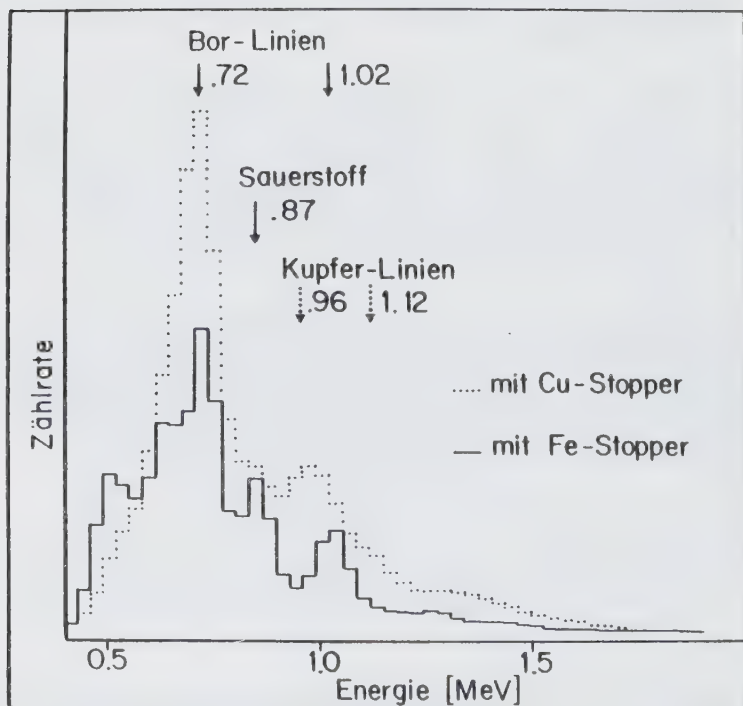
Da sich die Bedingungen 1) und 2) gerade widersprechen, musste hier ein Kompromiss gefunden werden. Dazu wurden die Geschwindigkeits-Verteilung und der Anteil des jeweiligen atomaren Zustandes für verschiedene Target- und Absorberdicken mit einem Monte-Carlo-Programm (siehe Anhang B2) berechnet und das Target auf möglichst grossen Wirkungsquerschnitt bei noch vertretbarer zu erwartender Zeitauflösung optimiert.

⁷Bei einer Strahlfläche von 3 mm^2 und bei einer abgegebenen Strahlleistung von 0.006 Watt (100 nA) ergibt sich eine Temperatur von 180°C .

5.2.3 STOPPEROPTIMIERUNG

Neben den ^{10}B -Ionen muss auch der Primärstrahl gestoppt und die dabei entstehende Wärme abgeleitet sowie der Strahlstrom gemessen werden.

Zuerst wurde der Stopper, bis auf eine dünne Goldschicht auf der Vorderfläche, aus Kupfer gefertigt. Ge(Li)-Messungen zeigten jedoch, dass neutronen-induzierte Gamma-Linien aus dem Kupfer den Untergrund vergrößerten. Es wurde daher für die Messung Eisen anstatt Kupfer verwendet.



Figur 5: Koinzidenz-Energie-Spektrum eines NaJ-Detektors

5.3 ERWARTUNG FÜR DIE MESSUNG

Um die Periodendauer und die Amplitude der zu erwartenden Modulation abschätzen zu können, müssen wir folgende Punkte berücksichtigen.

- Für eine ausreichende Koinzidenz-Zählrate müssen die Detektoren möglichst nahe am Target montiert werden. Dies bedingt eine Korrektur für den endlichen Raumwinkel bei der Bestimmung der Winkelverteilung (s. Kap. 4.3).

$$W(\theta, t) = 1 - (G_2 + G_2^! \cdot \cos(\omega t)) \cdot A_2 Q_2 P_2 (\cos \theta) = 1 + a \cdot \cos(\omega t) \quad (30)$$

$$\text{mit: } a = -(G_2^! A_2 Q_2 P_2) / (1 - G_2 A_2 Q_2 P_2) \quad (31)$$

Für 3"x3"-NaJ-Detektoren in 7.5 cm Abstand

$$Q_2 = 0.89^8$$

- Da bei der Messung sowohl die gestoppten ^{10}B -Ionen als auch die im Flug zerfallenden detektiert werden, muss die Summenzählrate betrachtet werden.

$$\text{Im Flug: } N_1 = \int_0^{t_0} N_0 / \tau \cdot \exp(-t/\tau) \cdot (1 + a \cdot \cos(\omega t)) dt \quad (32)$$

$$\text{Gestoppt: } N_2 = \int_{t_0}^{\infty} N_0 / \tau \cdot \exp(-t/\tau) \cdot (1 + a \cdot \cos(\omega t_0)) dt \quad (33)$$

mit t_0 = Flugzeit, nach der das Bor-Ion gestoppt wird

$$N = N_1 + N_2 = N_0 \left((1 - a / (1 + (\omega \tau)^2) + a \omega \tau / (1 + (\omega \tau)^2) \exp(-t/\tau) \cdot \cos(\omega t_0 - \arctg(1/\omega \tau)) \right) \quad (34)$$

Für $\omega \tau \geq 1$ und kleine Amplituden, wie in unserem Fall, sind die zeitunabhängigen Amplituden-Korrekturen zu vernachlässigen und die Gleichung lässt sich vereinfachen.

$$N = N_0 (1 + a \cdot \exp(-t/\tau) \cdot \cos(\omega t_0 - \delta)) \quad (35)$$

⁸Dieser Wert wurde für die Messanordnung berechnet und liegt in Übereinstimmung mit der Literatur (5), (14).

Die Phasenverschiebung δ beträgt für die Messung des Li-ähnlichen Zustandes 4.8° .

- Im Energie-Fenster des Koinzidenz-Spektrums werden neben dem Untergrund (35%) auch die Koinzidenzen der Strahlung von ^{10}B -Ionen, die nicht im Li-ähnlichen Ladungszustand sind (40%), erfasst. Nur die restlichen 25% tragen zur Modulation bei.

$$a' = a \cdot 0.25$$

- Zur Vermeidung von systematischen Effekten, die durch die Variation des Target-Stopper-Abstandes zustande kommen, wurde das Verhältnis der Koinzidenzen unter 180° und 90° gebildet.

$$\begin{aligned} N(t) &= \frac{N(t, 180^\circ)}{N(t, 90^\circ)} = 1 + 0.25(a(180^\circ) - a(90^\circ)) \cdot \exp(-t/\tau) \\ &\quad \cdot \cos(\omega t - \delta) \\ &= 1 + C_1 \cdot \exp(-t/\tau) \cdot \cos((2\pi t)/C_2 - \delta) \end{aligned} \quad (36)$$

Aus Gleichung 2) und 4) folgt

$$\omega = (E_F - E_F)/\hbar = g \mu_K B(0)/\hbar \cdot (F(F+1) - I(I+1) - J(J+1))/J \quad (37)$$

$$\begin{aligned} \text{und mit } B(0) &= 1.295 \text{ MG} \quad (\text{berechnet}) \\ g &= 0.63 \quad (\text{aus der Literatur (9)}) \end{aligned}$$

ergibt sich für die Periodendauer beim Li-ähnlichen atomaren Zustand

$$C_2 = 536 \text{ psec}$$

aus diesem Wert, Gleichung 29) und 32) sowie mit

$$\begin{aligned} P_2(180^\circ) &= 1 & G_2 &= 1/3 & a(180^\circ) &= 0.025 \\ P_2(90^\circ) &= -1/2 & G'_2 &= 2/3 & a(90^\circ) &= -0.011 \\ A_2 &= -0.071 & \tau &= 1 \text{ ns} \end{aligned}$$

ergibt sich für die Amplitude

$$C_1 = 0.008$$

und für die Phase

$$\delta = 0.08$$

6. MESSUNG

6.1 DURCHFÜHRUNG

Aufgrund der Abschätzungen wurden folgende Parameter für die Messung gewählt:

- Strahl:

Das Target ($200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ LiH auf $450 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ Ni)⁹ wurde mit 8.4 MeV α -Teilchen beschossen. Der Strahl wurde durch Beschleunigung von He^{++} bei 4.2 MV im Van-de-Graaff-Beschleuniger des Institutes erzeugt. Der maximal erreichte Strom betrug 130 nA. Aufgrund der Abnutzung der Quelle bei dem Hochstrom-Betrieb (He^+ -Strahl: 100 μA) sank der Strom allmählich, obwohl er durch Optimieren der Quellen-Einstellungen (Quellendruck, Stromstärke, Fokus und Magnetfeld) möglichst hoch gehalten wurde. Als untere Grenze für die Messung wurde 30 nA gesetzt.

Der Strahlfleck auf dem Target hatte einen Durchmesser von 2 mm (begrenzt durch eine Tantalblende).

- Schrittmotor-Einstellungen:

Bei einer erwarteten mittleren Geschwindigkeit der austretenden ^{10}B -Ionen von $v/c=1.4\%$ wurden für die Steuerung des Schrittmotors 10 Mess-Schritte von je 25 Motor-Schritten (1 Mess-Schritt = 245 μm bzw. 58.3 ps) gewählt, um mindestens eine erwartete Periodendauer zu überstreichen. Da die grösste Amplitude für $t=0$ erwartet wird, andererseits das Target keinen Kontakt mit dem Stopper haben soll, wurden als geringster Abstand 2 Motor-Schritte gewählt.

- Detektor-Geometrie¹⁰:

Die γ - γ -Kaskade wurde mit drei senkrecht zum Strahl je um 90° versetzten $3'' \times 3''$ -NaJ-Detektoren im Abstand von 6 cm detektiert.

- Mess-Elektronik:

Zur Pulsauswertung wurde eine "Fast-Slow"-Koinzidenz-Schaltung (siehe Figur 6) verwendet. Die "Single"-Zählrate betrug 50000/sec. Da keine höhere Zählrate verarbeitet werden konnte, begrenzte dies die erreichte Koinzidenz-Zählrate. Diese betrug bei 100 nA rund 4/sec im Energie (1.02 MeV)-Fenster bei jedem Spektrum (siehe Tabelle 2).

⁹Diese Werte wurden durch Streuung von 2 MeV Protonen überprüft.

¹⁰siehe auch Anhang A2

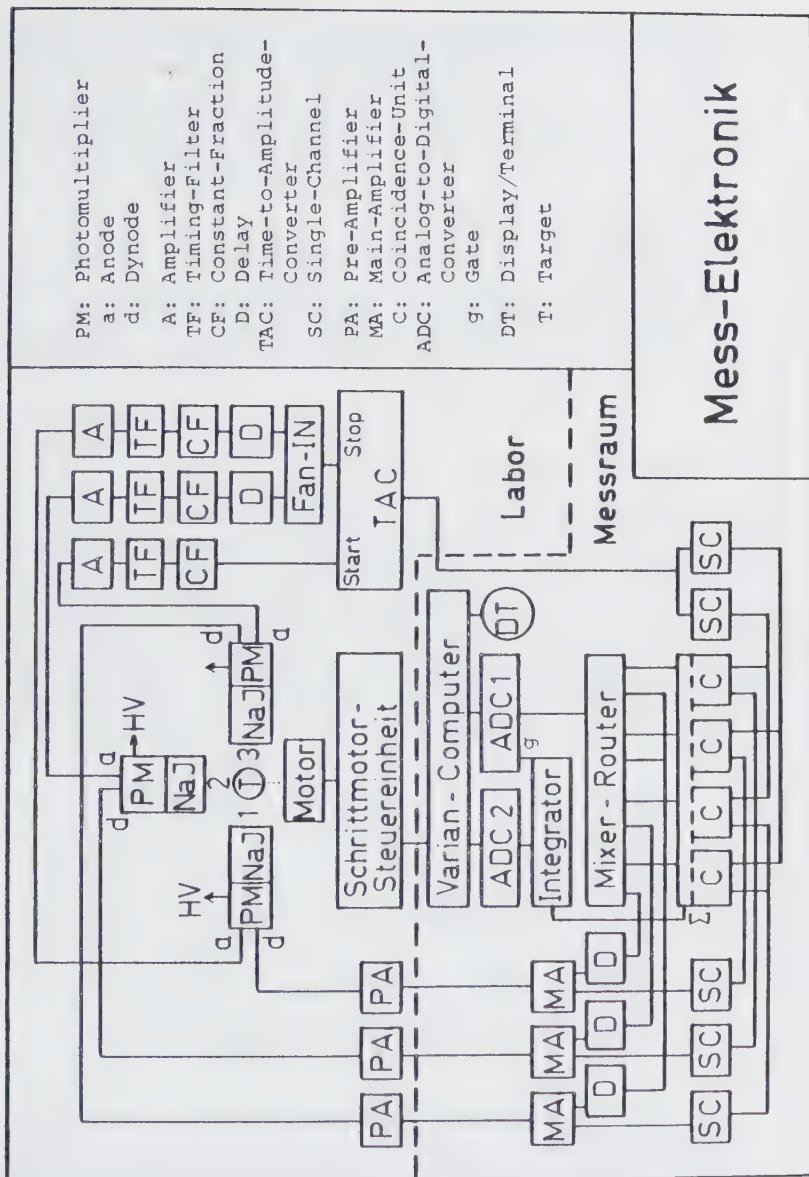
Für jede Target-Position wurden getrennt 4 Spektren (siehe Figur 5) von je 58 Kanälen in Koinzidenz mit der (0.72 MeV)- γ -Linie des anderen Detektors abgespeichert.

Tabelle 2

Spektrum Nr.	schnelle Koinzidenz	Fenster 0.72 MeV	Spektrum (1.02 MeV)	Korrelation in Strahl- richtung
1	1 - 3	3	1	180°
2	2 - 3	3	2	90°
3	1 - 3	1	3	180°
4	2 - 3	2	3	270°

Aus diesen Spektren wurde dann die (1.02 MeV)- γ -Linie extrahiert.

Die Normierung für die Mess-Dauer jedes Mess-Schrittes wurde, da der gemessene Strom von der Position des Targets abhängig war, über die Summen-Koinzidenz-Zählrate vorgenommen. Die Überlauf-Pulse des Integrator-Zählers wurden über den ADC2 an das Mess-Programm (siehe Anhang B1) des Computers gegeben, welches dann jeweils die Messung stoppt, die Umstellung auf einen neuen Mess-Schritt vornimmt und die Messung wieder startet, so dass ein automatischer Ablauf die Bedienung auf Kontrollen reduziert. Auf eine Rückmeldung der gemessenen Target-Position wurde, da sich bei Tests die Zuverlässigkeit zeigte, wegen des Aufwandes verzichtet.



Figur 6

Um zeitlich systematische Fehler zu vermeiden, sollte die Mess-Dauer für jede Position nur kurz sein und dafür durch ständiges Durchlaufen aller Positionen die Gesamt-Messzeit erreicht werden. Damit durch die jeweilige Umstellzeit (4 sec) zwischen zwei Mess-Positionen nicht zuviel Messzeit verloren geht, wurde diese für jede Position auf 20 sec eingestellt. Dies ergibt für einen Durchlauf (hin und zurück) eine Zeit von 8 min.

• Mess-Dauer:

Die Gesamt-Messdauer der ausgewerteten Messung betrug 78 Stunden. Zur Absicherung wurden alle 2 Stunden die 40 Spektren abgespeichert, um beim Auftreten von Störungen (z.B. Durchschlag im Beschleuniger, Quellen-Unstabilitäten) den Verlust an Messzeit so gering wie möglich zu halten. Einmal am Tag wurden die Spektren auf Band ausgeschrieben.

6.2. AUSWERTUNG

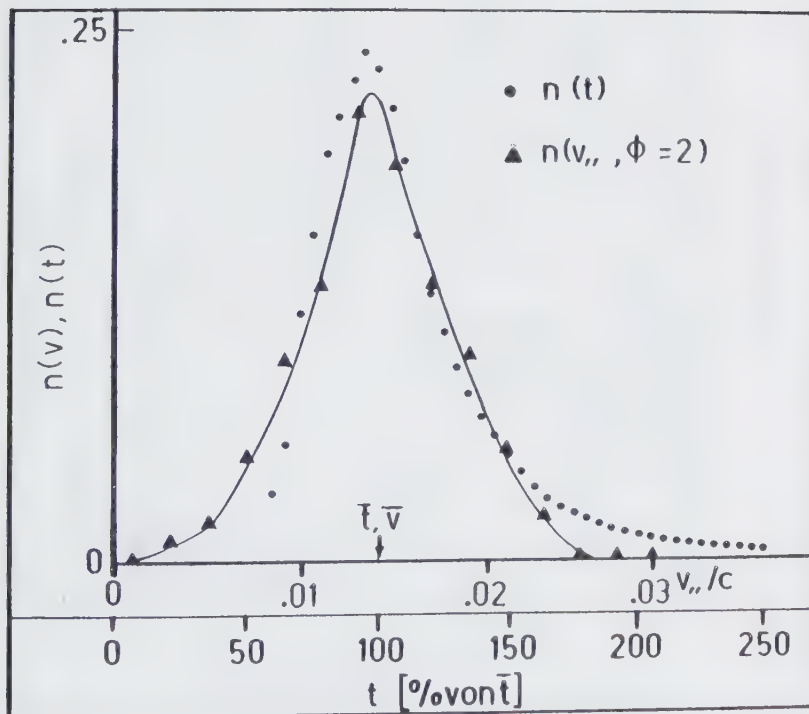
Zur Auswertung der gemessenen Spektren wurden für jeden Mess-Schritt das Verhältnis des Fensterinhalts von Spektrum Nr. 1 (180°) zu Nr. 2 (90°) und von Nr. 3 (180°) zu Nr. 4 ($270^\circ \hat{=} 90^\circ$)¹¹ gebildet. Da beide Verhältnisse die gleiche Modulation zeigen sollten, wurde dazu noch das Summen-Verhältnis $\text{Nr. 1} + \text{Nr. 3} / \text{Nr. 2} + \text{Nr. 4}$ berechnet. Zur Kontrolle wurden dabei die Fensterbreite variiert und die Lage verschoben. Ausser einer Dämpfung der Amplitude bei breiten Fenstern, was aufgrund des erhöhten Untergrundes zu erwarten war, zeigte sich keine wesentliche Änderung des Verlaufs.

Diese drei Zeitspektren sind in Figur 10 gezeigt.

¹¹Falls keine Polarisation vorliegt, entspricht der Wert unter 270° demjenigen von 90° .

Die Zeitauflösung $n(t)$ wurde aus der Geschwindigkeits-Verteilung $n(v)$, die mit dem Programm STRAG. PLI (siehe Angang B2) berechnet wurde, bestimmt.

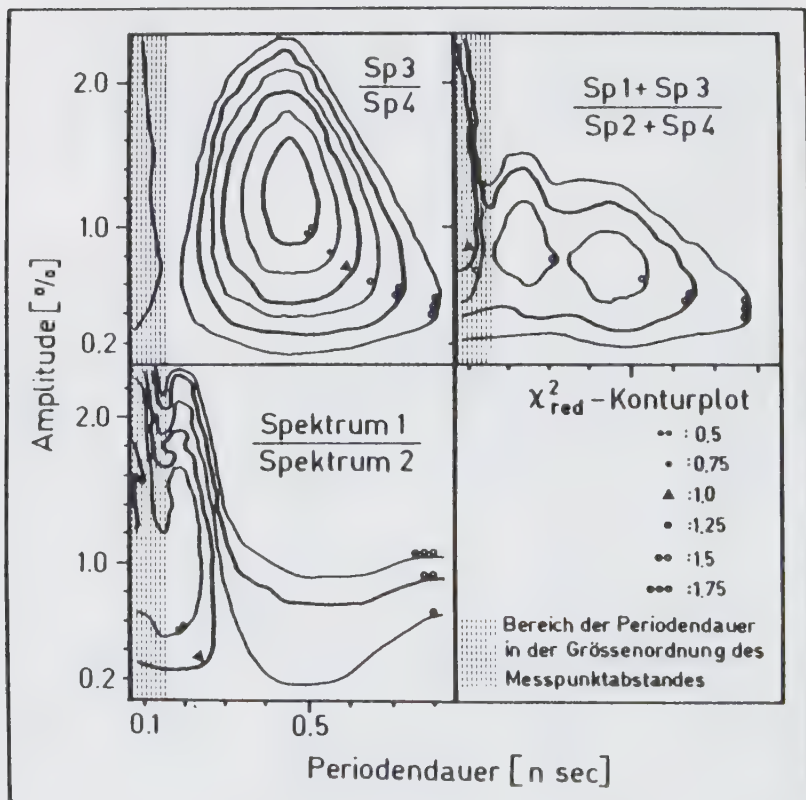
$$n(t) = \frac{dN(t)}{dt} = \frac{dN(v)}{dv} \cdot \frac{dv}{dt} = n(v) \frac{v}{s} \quad (38)$$



Figur 7: Geschwindigkeits-Verteilung $n(v_{||}, \phi=2)$ der ^{10}B -Ionen nach der Reaktion $^6\text{Li}(\alpha, n)$ bei 8.4 MeV, einer LiH-Targetdicke von $200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ und einer Ni-Absorberdicke von $450 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ sowie die daraus berechnete (für 600 Reaktionen) relative Zeitauflösung $n(t)$.

Die theoretische Funktion (siehe Kap. 5) für den zeitlichen Verlauf der Modulation des Koinzidenz-Verhältnisses 180° zu 90° wurde für jeden Messpunkt mit der jeweiligen Zeitauflösung¹² gefaltet.

Um eine Übersicht zu gewinnen, wurde ein χ^2 -Konturplot für beide Parameter (Amplitude und Periodendauer) erstellt.

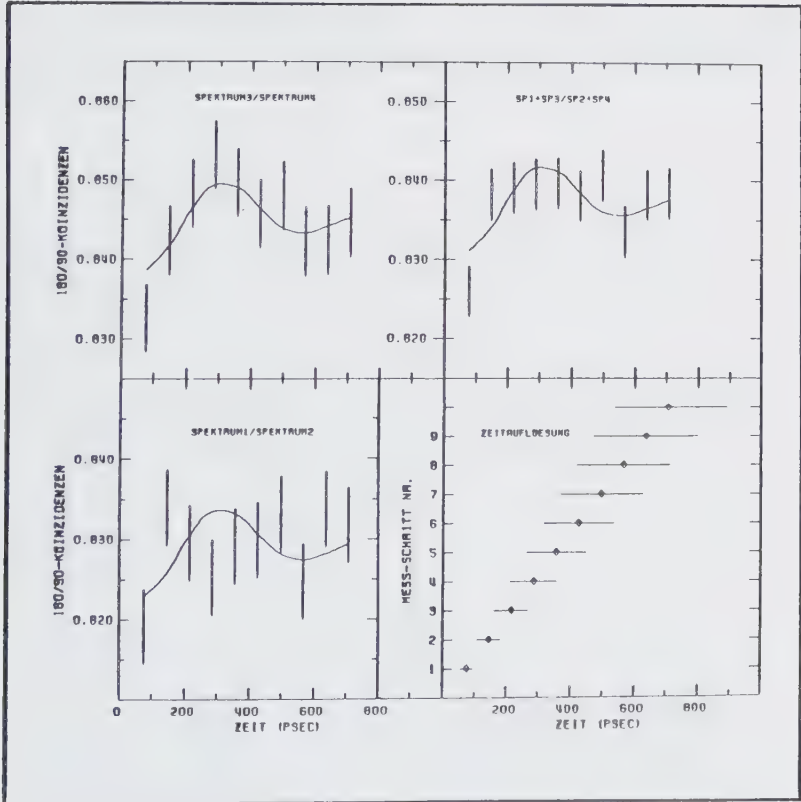


Figur 8

¹²Die absolute Zeitauflösung ist proportional zur Flugstrecke, d.h. verschieden für die Messpunkte (siehe Figur 9).

In das Summen-Spektrum wurde ein Verlauf für minimales χ^2 angepasst und dieser mit beiden Teilen der Messung überprüft. Dieser Fit ist in alle drei Zeitspektren in Figur 9 eingezeichnet. Das reduzierte χ^2 liegt mit 1.1 für die Summe, mit 1.5 für Teil a) und mit 0.6 für Teil b) in der statistischen Varianz.

Für eine Gerade, d.h. keine Modulation, ergibt sich für die Summe ein reduziertes χ^2 von 2.4.



Figur 9: Zeitspektren und Zeitauflösung

Die angepassten Parameter betragen

Periodendauer: (445 ± 74) psec

Amplitude : $-(0.8 \pm 0.3) \%$

Die Amplitude zeigt gute Übereinstimmung mit der Abschätzung (siehe Kap. 5.3).

Aus der Periodendauer bestimmt sich der Kern-g-Faktor zu:

$$g = 0.53 \pm 0.09$$

Im angegebenen Fehler ist die Ungenauigkeit der Messung der Periodendauer und der Rechnung für das Magnetfeld, gemäss der Abschätzung in Kap. 4.3, enthalten.

6.3 DISKUSSION

Die oben dargestellte Messung ist die letzte einer Reihe von vielen einzelnen Messungen, nach denen jeweils Verbesserungen (z.B. Target-Material, Target-Antrieb, Elektronik, Mess-Programm, Untergrund) vorgenommen wurden. Ausserdem wurden Testmessungen für den H-ähnlichen Zustand durchgeführt. Diese wurden, da sie keine auswertbaren Ergebnisse brachten, nicht weiter verfolgt. Der Gesamtaufwand an Messzeit war ein Vielfaches der angegebenen.

Die Güte der Messung ist begrenzt durch

- die erreichte Statistik
- die geringe Ausbeute im Verhältnis zum Untergrund
- die Unsicherheit in der Bestimmung der Geschwindigkeitsverteilung der ^{10}B -Ionen.
- die Unsicherheit bei der Berechnung des Magnetfeldes im Li-ähnlichen Zustand

Am Van-de-Graaff-Beschleuniger des Instituts ist die Messdauer durch die Quellen-Lebensdauer bei Hochstrom-Betrieb begrenzt. Verbesserungen könnten vorgenommen werden durch

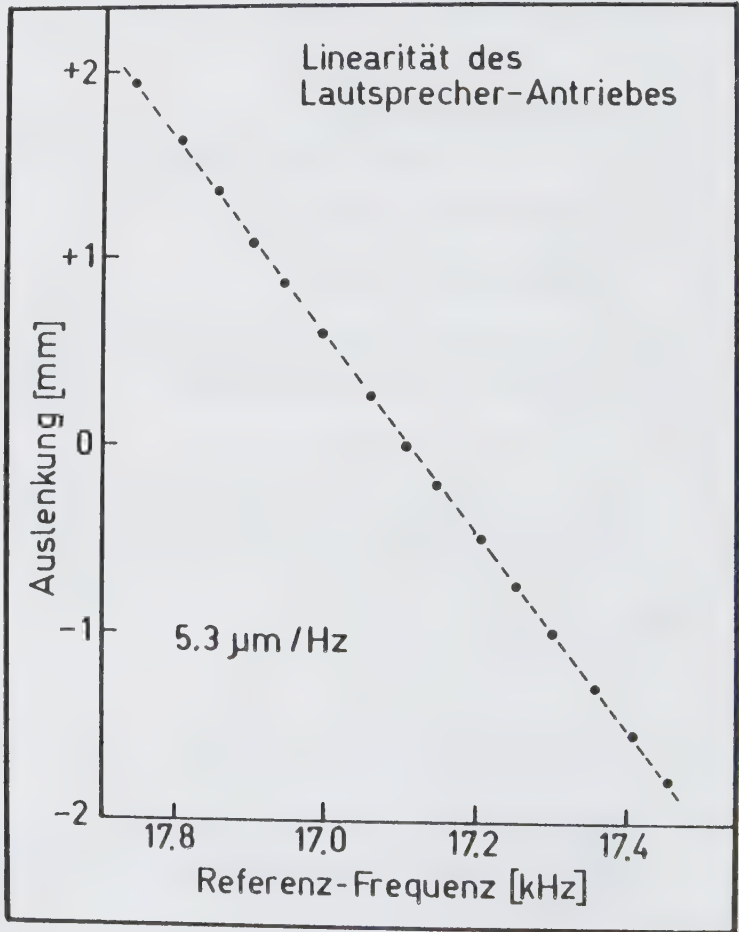
- noch genauere Untersuchung des Untergrundes
- die Verwendung eines vierten Detektors. Dabei wäre es sinnvoll, 4 identische Detektoren zu verwenden, da die vorhandenen bei Strahlenbelastung mit verschiedener Drift reagieren.

Stände an einem Tandem-Beschleuniger genügend Strahlzeit zur Verfügung, so könnte

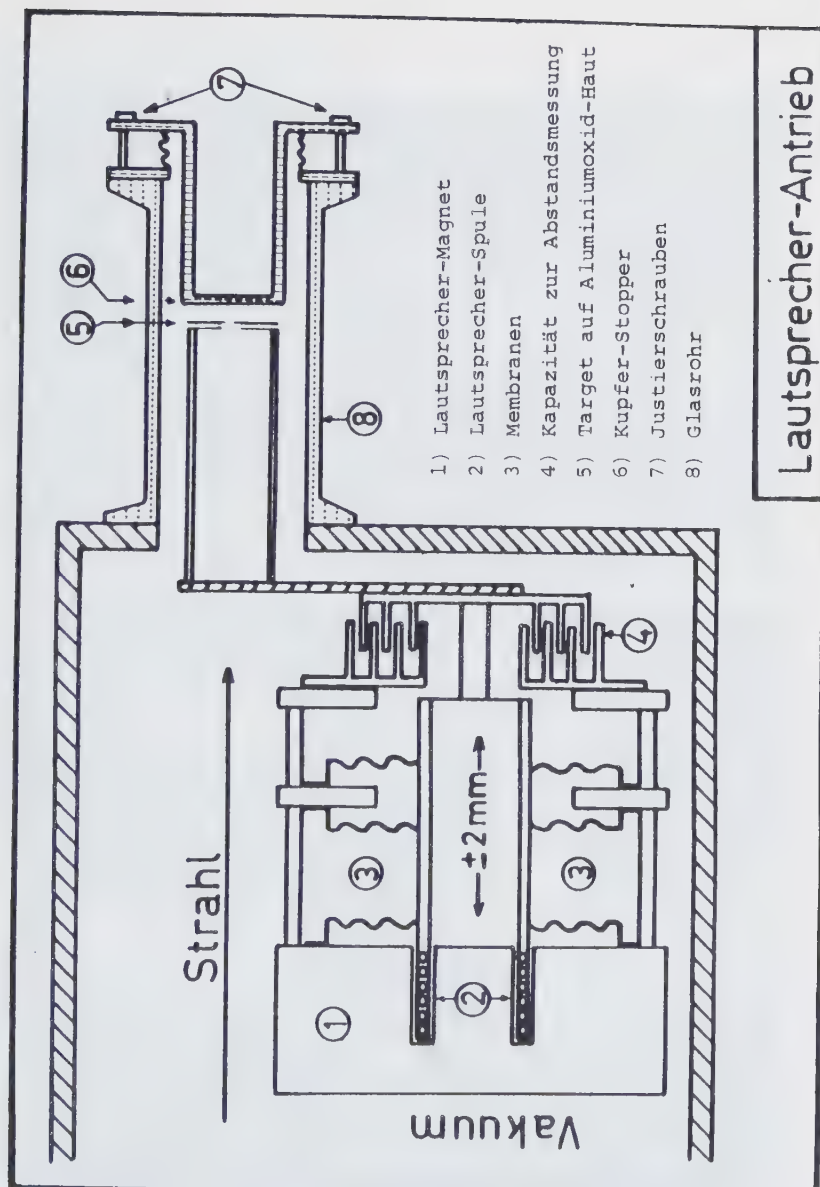
- mehr Statistik gesammelt werden
- die Geschwindigkeitsverteilung nach dem Austritt aus der Ni-Folie durch Beschleunigung von ^{10}B experimentell untersucht und bestimmt werden
- durch Verwendung von mehr Strom, das Target dünner und die Einschussenergie näher an der Schwelle gewählt werden. So könnte man eine bessere Zeitauflösung erreichen, was besonders bei grösseren Zeiten vorteilhaft wäre.
- man mit der Reaktion $^1\text{H}(^9\text{Be}, \gamma)$ den H-ähnlichen Zustand, für den die Berechnung des Magnetfeldes sehr genau bekannt ist, untersuchen.

Es könnten noch andere Reaktionen (z.B. $^{11}\text{B}(^3\text{He}, \alpha)^{10}\text{B}$) untersucht werden.

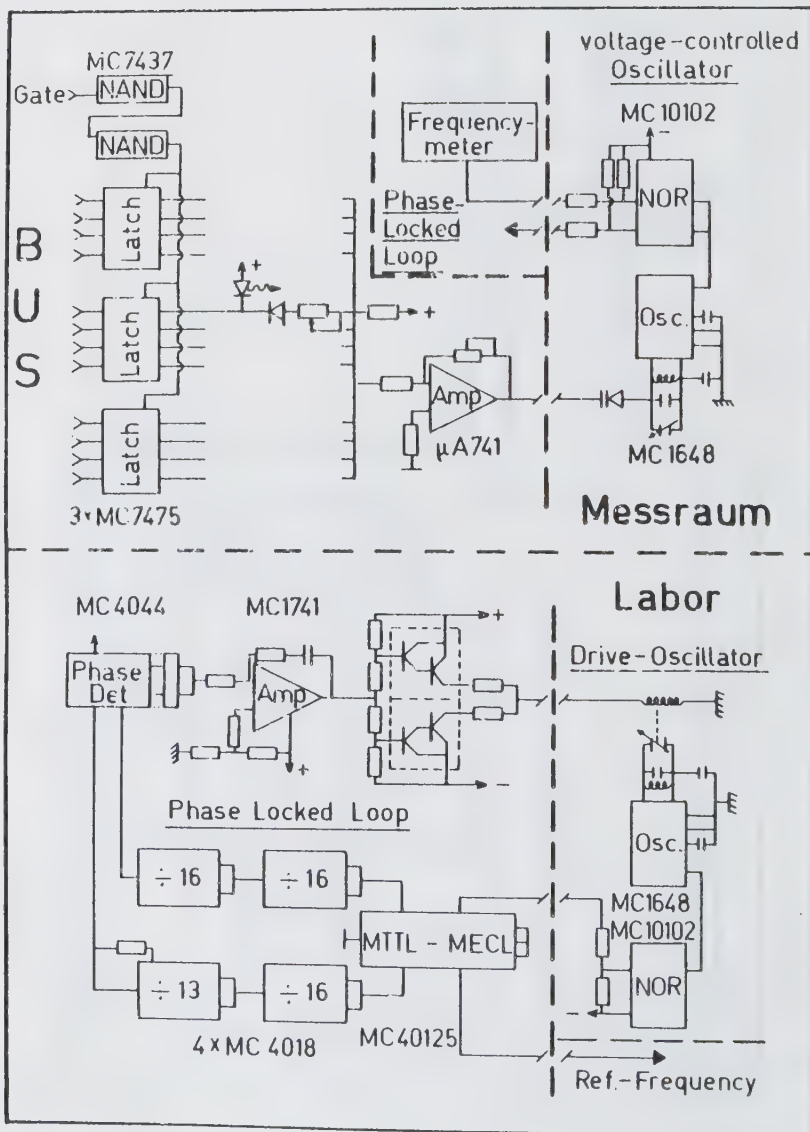
A.1 LAUTSPRECHERANTRIEB



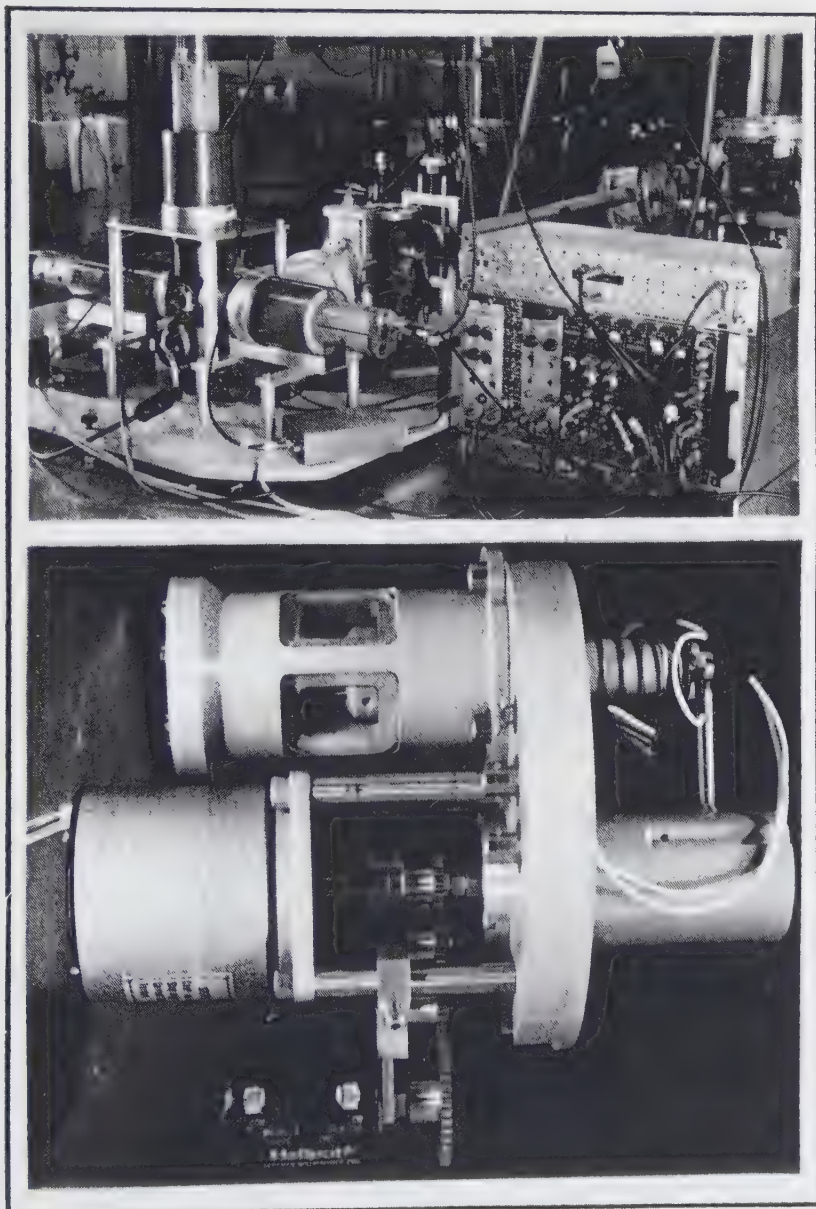
Figur 10: Linearität



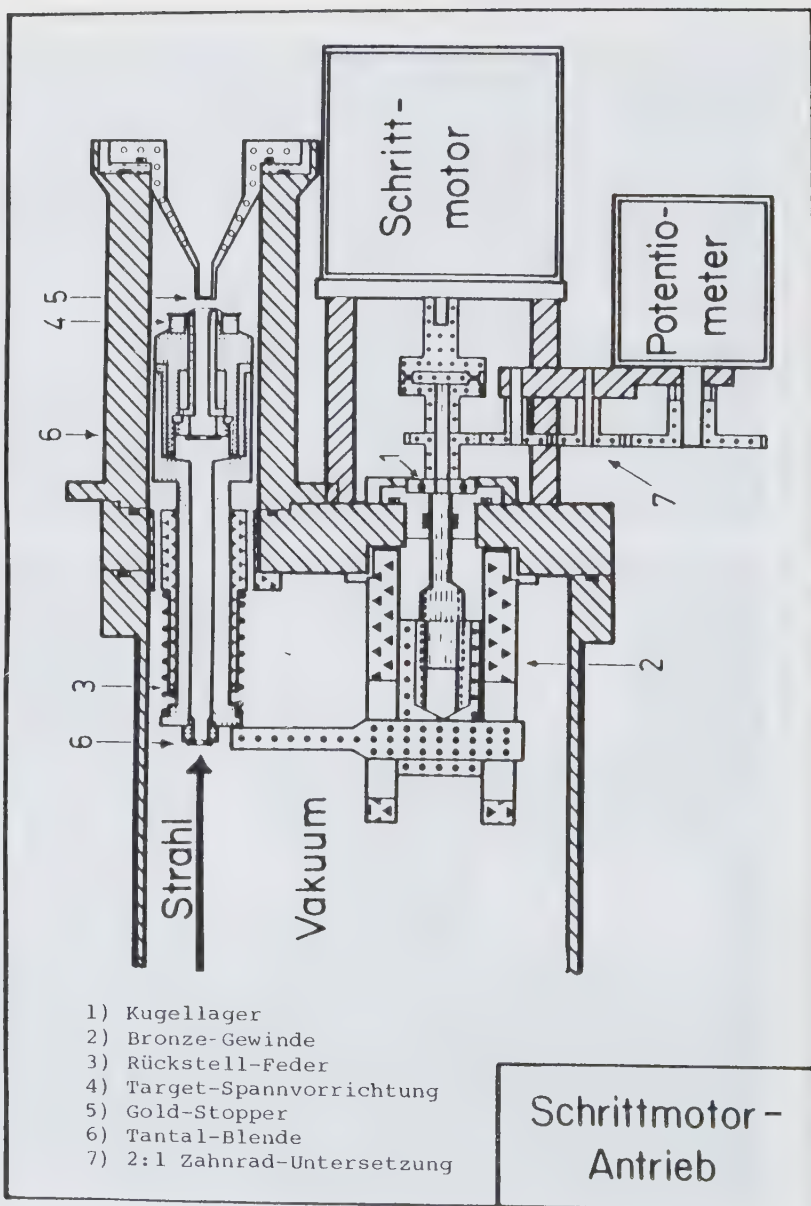
Figur 11



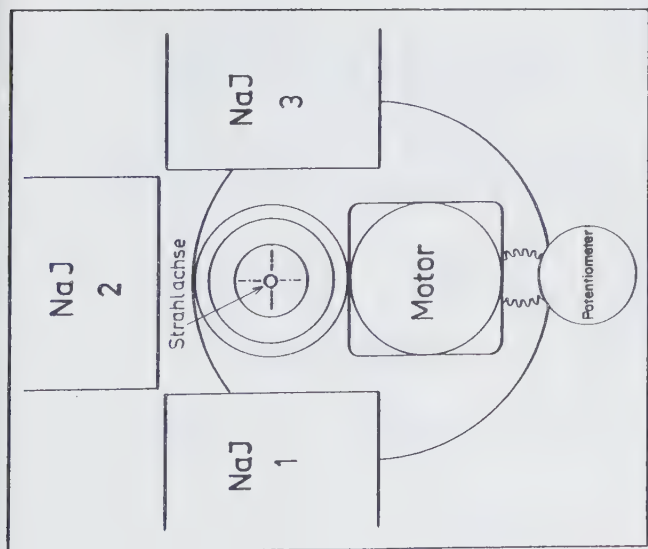
Figur 12: Steuer-Elektronik für den Lautsprecher



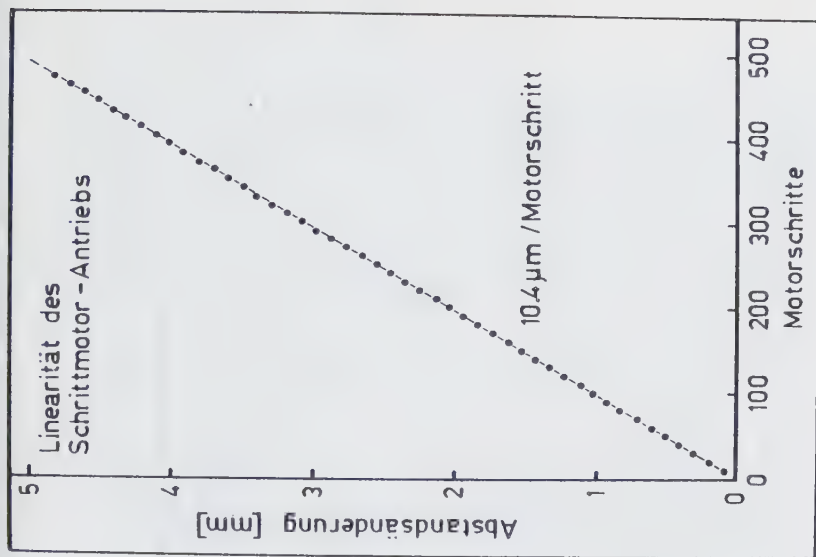
Figur 13: Versuchsaufbau



Figur 14: Konstruktionszeichnung



Figur 15 Detektor-Geometrie

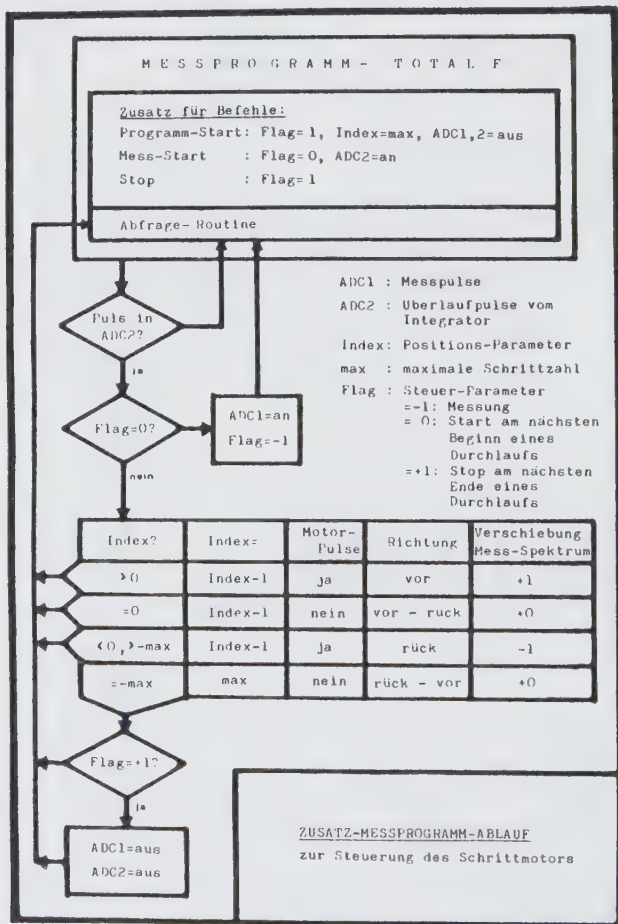


Figur 16 Linearität

Potentiometer-Anzeigegenauigkeit: 0.2 Schritte
 Hysterese: ~ 1 Schritt
 Reproduzierbarkeit: ~ 0.3 Schritte

Anhang B PROGRAMME

B.1 MESSPROGRAMM



Figur 17

B.2 PROGRAMM STRAG. PLI

Das Programm STRAG. PLI berechnet nach einer Monte-Carlo-Methode die Geschwindigkeit und den Austrittswinkel eines Reaktionsprodukts (^{10}B) nach Streuung (13) und Energie-Verlust im Target und einer Absorber-Folie und bestimmt daraus seine Geschwindigkeits-Verteilung der Komponente parallel zur Richtung des einfallenden Strahls. Durch Faltung mit der geschwindigkeits-abhängigen Wahrscheinlichkeit für einen bestimmten atomaren Zustand (siehe Figur 2) wird der jeweilige Anteil der Ionen, die sich im Li-(bzw.H-)ähnlichen Zustand befinden, bestimmt.

Folgende Parameter werden durch Generieren von Zufalls-Zahlen R_1 erzeugt.

- Ort der Reaktion: $x = R_1 \cdot \text{Targetdicke}$

Die Streuung der einfallenden Alpha-Teilchen im Target wird vernachlässigt und ihr Energie-Verlust, da er gering ist, als konstant angenommen.

- Reaktion-Winkel im Schwerpunkt-System: $\theta_{\text{cm}} = R_2 \cdot \pi$

Hier wird eine isotrope Verteilung angenommen.

- Ort der nächsten Streuung:

$$x = x_{\text{max}} \cdot (1 - \text{sqrt}(1 - R_3)) \text{ mit } x_{\text{max}} = 1 / N \cdot \sigma_2 \text{ in mg/cm}^2$$

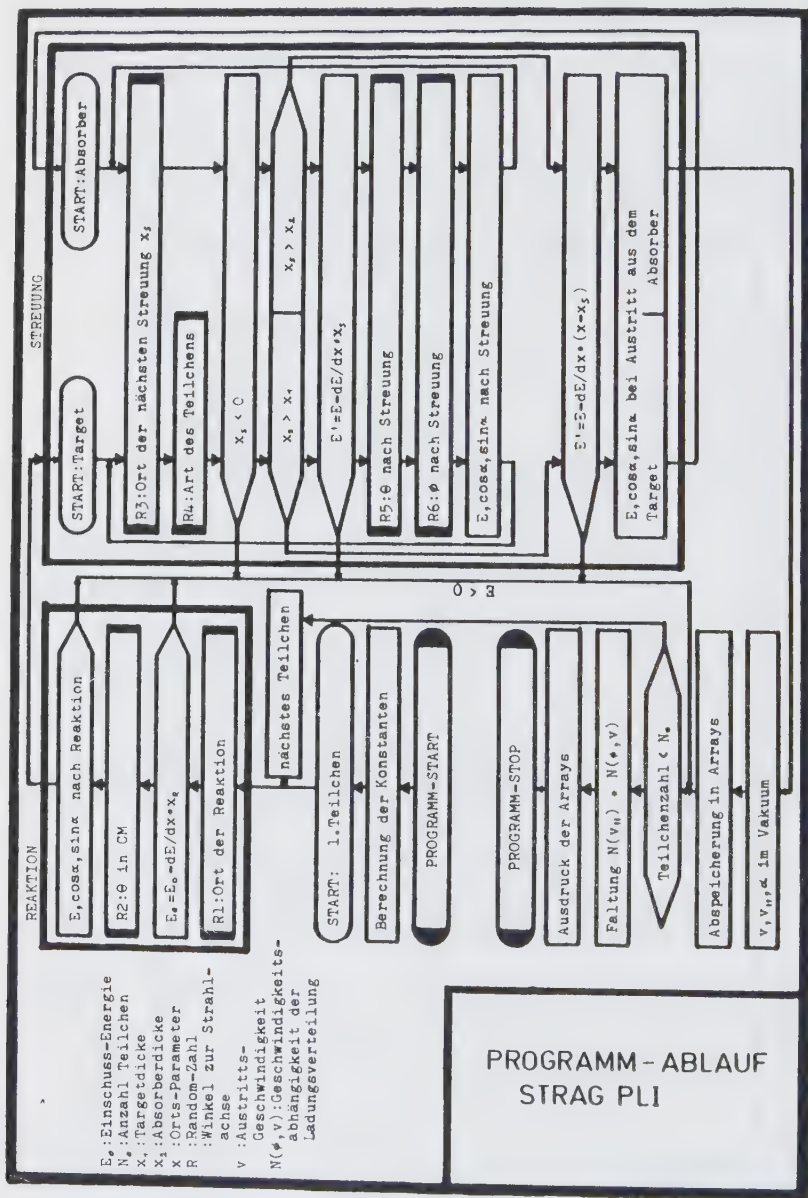
- Art des Teilchens, an dem gestreut wird: R_4

Das Gebiet der Zufallszahlen von 0 bis 1 wird dabei im Verhältnis der Wirkungsquerschnitte der verschiedenen Targetkonstituenten (z.B. Li und H) zugeteilt.

- Streuwinkel ϕ : $\phi_{\text{Lab}} = R_5 \cdot \pi$

- Streuwinkel θ : $\cos \theta_{\text{cm}} = x = \frac{2x_a - R_6 \cdot (1 + x_a)}{2 - R_6 \cdot (1 + x_a)}$

$$x_a = \cos\left(\frac{1}{E_{\text{cm}}} \cdot \frac{Z_1 Z_2 e^4 m_{\text{C}}^2}{\hbar^2 c^2} \cdot \sqrt{Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}}\right)$$



Figur 17

Target	LiOH		LiH			
Absorberdicke	.0	.45	.0	.32	.45	.64
Targetdicke	mittlere Geschwindigkeit parallel zum Strahl (v/c)					
.05	.024(3)	.016(4)	.023(3)	.019(3)	.016(4)	.015(4)
.10	.022(3)	.017(3)	.022(3)	.018(4)	.017(4)	.013(4)
.15	.022(3)	.017(5)	.022(3)	.017(4)	.016(4)	.013(5)
.20	.021(4)	.015(4)	.021(4)	.017(4)	.015(5)	.011(4)
.25	.020(4)	.013(4)	.020(4)	.015(5)	.014(5)	.011(4)
.30	.021(4)	.014(5)	.019(4)	.013(5)	.014(5)	.011(5)
	mittlerer Austrittswinkel (Grad)					
.05	6(3)	14(9)	5(3)	9(5)	13(10)	18(13)
.10	6(3)	12(7)	6(3)	11(6)	14(11)	18(12)
.15	6(3)	15(12)	6(3)	12(6)	14(9)	19(16)
.20	6(3)	12(9)	6(3)	12(6)	16(10)	23(15)
.25	7(4)	19(14)	7(3)	18(12)	19(16)	20(14)
.30	7(3)	16(14)	7(3)	17(13)	15(10)	25(17)
	Anteil im Li-ähnlichen atomaren Zustand (%)					
.05	16	41	10	33	40	39
.10	23	39	23	36	38	41
.15	22	37	25	39	39	38
.20	27	37	25	38	39	38
.25	29	42	30	41	38	36
.30	26	37	33	37	36	40
	Anteil im H-ähnlichen atomaren Zustand (%)					
.05	25	8	22	13	8	6
.10	20	9	20	12	9	4
.15	21	10	19	9	8	4
.20	18	9	19	10	7	2
.25	16	4	15	6	6	3
.30	18	7	13	5	7	3

Ergebnisse für die Reaktion ${}^7\text{Li}(\alpha, n){}^{10}\text{B}$
mit einer Einschuss-Energie von 8.4 MeV.
Berechnet für jeweils 50 Reaktionen.
Die Target- und Absorber(Ni)-Dicke ist in
mg/cm² gegeben.

Folgende Änderungen wurden vorgenommen:

a) Quelle:

- grösseres Volumen

Durchmesser: 38 mm

Länge: 93 mm

- Kühlkörper am oberen Ende
- Spule für ein variables Magnetfeld (anstatt der vorhandenen Dauermagnete) zur Optimierung des Strahlstroms

maximaler Spulenstrom: 1 A

Widerstand: 10.5 Ω

Draht: 0.8 mm Kupfer

Windungszahl: ca. 1000

Durchmesser aussen: 130 mm

Durchmesser innen: 60 mm

Höhe: 25 mm

b) HF-Sender:

- Frequenz: 144 MHz
- Eingangsleistung alter Sender:
40 W
- Eingangsleistung neuer Sender:
500 W im Labor möglich
120 W im Beschleuniger
- Ausgangsleistung neuer Sender:
80-100 W im Beschleuniger

Die Eingangsleistung im Beschleuniger ist durch die zur Verfügung stehenden Generatoren und die mögliche Kühlung begrenzt. Die Ausgangsleistung ist durch nicht optimale Anpassung begrenzt. Ausserdem muss ein Kompromiss für die beste Anpassung für den brennenden Zustand und das Zünden gefunden werden.

LITERATURVERZEICHNIS

- (1) Bouten M., Bouten M.C.: Nucl. Phys. A 228 (1974) 314
- (2) Cohen S., Kurath D.: Nucl. Phys. 73 (1965) 1
- (3) Bodenstedt E.: Fortschritte der Physik 10 (1962) 321
- (4) Bodenstedt E.: Experimente der Kernphysik Bd. III
- (5) Kopfermann H.: Kernmomente 2. Auflage, Akademische Verlagsgesellschaft m.b.H. Frankfurt a.M. 1956
- (6) Cerny J.: Nuclear Spectroscopy and Reactions C, Academic Press New York and London 1974
- (7) Karlsson E. et al.: Perturbed Angular Correlation, North Holland Publ. Co. Amsterdam 1964
- (8) Kornahl W.: Messung des g-Faktors des 717 keV Zustandes von ^{10}B , Dissertation Marburg/BRD 1972
- (9) Avida R. et al.: Nucl. Phys. A 182 (1972) 359
- (10) Hamilton W.D.: The electromagnetic interaction in nuclear spectroscopy, North Holland Publ. Co. Amsterdam and Oxford 1975
- (11) Marion J.B., Young F.C.: Nuclear Reaction Analysis, North Holland Publ. Co. Amsterdam 1968
- (12) Freeman A.J., Frankel R.B.: Hyperfine interactions, Academic Press New York and London 1967
- (13) Bohr N.: The penetration of atomic particles through matter, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 18, no. 8 (1948) (ed. 3, 1960)
- (14) Siegbahn K.: Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy, North Holland Publ. Co. Amsterdam 1965
- (15) Buttler H.v.: Einführung in die Grundlagen der Kernphysik, Akademische Verlagsgesellschaft Frankfurt a.M. 1964
- (16) Schwarz H.M.: Phys. Rev. 89 (1953) 1293

- (17) Inglis D.R.: Revs. Mod. Phys. 25 (1953) 390
- (18) Jahresbericht des Physik-Institutes der Universität
Zürich 75/76
- (19) Northcliff L.C., Schilling R.F.: Nucl. Tables A 7
(1970) Nr. 3-4
- (20) Whaling W.: Handbuch der Physik, Bd. XXXIV S. 13
- (21) Sheldon E., van Patter D.M.: Revs. Mod. Phys. 38
(1966) 143
- (22) Ajzenberg-Selove F.: Nuclear Spectroscopy Part B,
Academic Press New York and London 1960
- (23) Ferguson A.J.: Angular Correlation Methods in Gamma-
Ray-Spectroscopy, North Holland Publ. Co. Amsterdam 1965
- (24) Sharp W.T. et al.: Tables of Coefficients for Angular
Distribution Analysis, Atomic Energy of Canada Limited
Chalk River Ontario 1954
- (25) Landolt-Börnstein: 6. Auflage Bd. I/1
- (26) Ajzenberg-Selove F.: Nucl. Phys. A 320 (1979) 1
- (27) Auwärter W.F.: Angeregte Zustände in ^{10}B , Dissertation
Zürich 1972
- (28) Berant S. et al.: Nucl. Phys. A 178 (1971) 155
- (29) Alder K.: Helv. Phys. Acta 25 (1952) 235
- (30) Clark D.L. et al.: Progress Report VI.C. (1977-1979),
Department of Physics Stanford
- (31) Cleeman L. et al.: Nucl. Instr. Meth. 156 (1978) 477
- (32) Alexander T.K., Bell A.: Nucl. Instr. Meth. 81 (1970) 22
- (33) Beene J.R. et al.: Nucl. Phys. A 230 (1974) 141
- (34) Alexander T.K. et al.: Phys. Rev. C 9 (1974) 1748
- (35) Randolph W.I. et al.: Phys. Lett. 44 B (1973) 36

VERDANKUNGEN

Diese Arbeit entstand unter der Anleitung von Herrn Dr.R.E.Pixley. Ihm bin ich besonders für seinen stetigen Einsatz, seine Hilfe bei den Messungen und der Erstellung der Programme für Dank verpflichtet.

Frau Prof.Dr.V.Meyer danke ich für die kritische Durchsicht des Manuskripts.

Mein Dank richtet sich auch an Herrn Dr.R.Müller vom Laboratorium für Kernphysik an der ETH in Zürich für die eintägige Messzeit am Tandembeschleuniger.

Herrn B.Schmid und seinen Mitarbeitern von der Werkstatt unseren Instituts danke ich für die Herstellung der Apparaturen, sowie Herrn K.Esslinger von der Elektronik-Werkstatt für die Herstellung des Hf-Senders.

Ferner habe ich noch allen denen zu danken, die in irgendeiner Weise zur Fertigstellung dieser Arbeit beigetragen haben.

Lebenslauf

Name: Ulrich Krasselt
geboren: 9. Juni 1949 in Bad Lauterberg (BRD)
Staatsangehörigkeit: deutsch

Bildungsgang:

1955 - 1959 Grundschule Bad Lauterberg (BRD)
1959 - 1968 Gymnasium Herzberg/Harz (BRD)
Juni 1968 Abitur (neusprachlich und mathematisch-naturwissenschaftlicher Zweig)
1968 - 1969 Wehrdienst
1969 - 1976 Studium am Fachbereich Physik der Technischen Hochschule Darmstadt (BRD)

Es wurden Vorlesungen folgender Dozenten besucht: Beck, Becker, Brix, Clerc, Dienst, Elschner, Finkenrath, Fuchssteiner, Gaede, Heber, Heil, Kankeleit, Kessler, Kohlschütter, Lindner, Ludwig, Müller-Arnke, Mäurer, Pagnia, Schaak, Waidelich, Wölfel.

(Oktober 1974 bis April 1976 Diplomarbeit am Institut für experimentelle Kernphysik unter Anleitung von Prof. E. Kankeleit)

Juli 1976 Diplomprüfung am Fachbereich Physik der Technischen Hochschule Darmstadt (BRD)
1977 - 1981 Anstellung als Doktorand und Assistent am Physik-Institut der Universität Zürich
(Ausführung der Dissertation bei Prof. Dr. V. Meyer unter Anleitung von Dr. R.E. Pixley)

